

УДК 534.222.1

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ЗВУКОВЫХ ПУЧКОВ
ПРИ ЧЕТЫРЕХФОНОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
С ТЕМПЕРАТУРНЫМИ ВОЛНАМИ

Бункин Ф. В., Власов Д. В., Заболотская Е. А.,
Кравцов Ю. А.

Исследовано влияние затухания и неравенства амплитуд накачек на обращение волнового фронта при четырехфоновом взаимодействии с температурными волнами. Показано, что оба рассматриваемых фактора снижают коэффициент усиления при обращении.

В последнее время в оптике и акустике проявляется большой интерес к задаче обращения волнового фронта (ОВФ). В работе [1] указано на возможность ОВФ звуковых пучков на тепловой нелинейности. В отличие от [1] здесь рассмотрен общий случай, когда встречные волны накачки имеют неравные амплитуды. Кроме того, учтена диссипация энергии звуковых волн. Показано, что в поглощающих средах коэффициент усиления обращенных волн может достигать больших значений.

Пусть в среде распространяются навстречу друг другу две мощные звуковые волны (волны накачки) с амплитудами P_+ и P_- , а под углом θ к ним направляется слабая сигнальная волна с амплитудой P_s (фиг. 1). Тогда навстречу сигнальной волне будет возбуждаться обращенная волна с амплитудой $P_{обр}$, аналогично тому, как это происходит в оптике. Процесс распространения и взаимодействия этих волн описывается волновым уравнением, учитывающим зависимость скорости звука от температуры:

$$(1) \quad \Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{2}{c^2} \left(\frac{\partial c}{\partial T} \right)_p \frac{\partial^2}{\partial t^2} (pT)$$

и уравнением переноса тепла

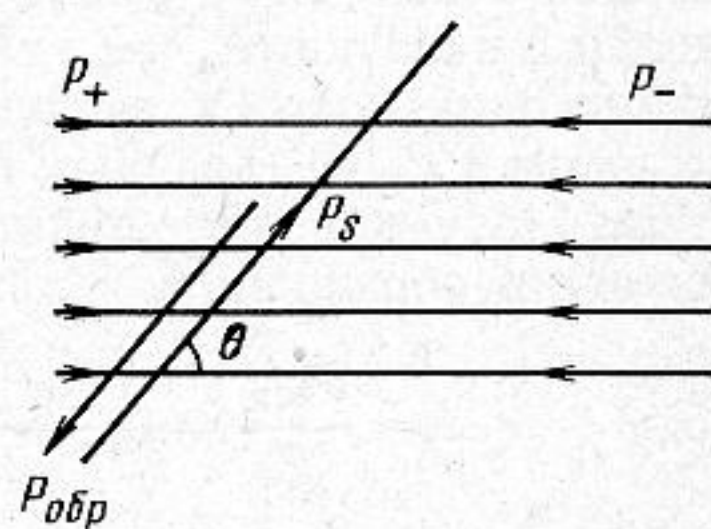
$$(2) \quad \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \Delta T + Q.$$

Здесь обозначено: p — звуковое давление, T — отклонение температуры от равновесного значения, c — скорость звука, ρ , c_p , κ — соответственно плотность, удельная теплоемкость и теплопроводность, Q — плотность мощности, диссипируемой в среде при поглощении в ней звуковых волн:

$$(3) \quad Q = \eta \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) + \xi (\text{div } v)^2,$$

(η и ξ — коэффициенты вязкости, v — колебательная скорость в звуковой волне).

Предполагая решение уравнений (1), (2) в виде бегущих волн с медленно меняющимися амплитудами $p = \frac{1}{9} (P_+ e^{i(\omega t - k_1 r)} + P_- e^{i(\omega t + k_1 r)} + P_s e^{i(\omega t - k_2 r)} + P_{обр} e^{i(\omega t + k_2 r)} + \text{к.с.})$, получим в поле заданной накачки ($P_+, - \gg \gg P_s, P_{обр}$) укороченные уравнения для амплитуд сигнальной и обращенной волн:



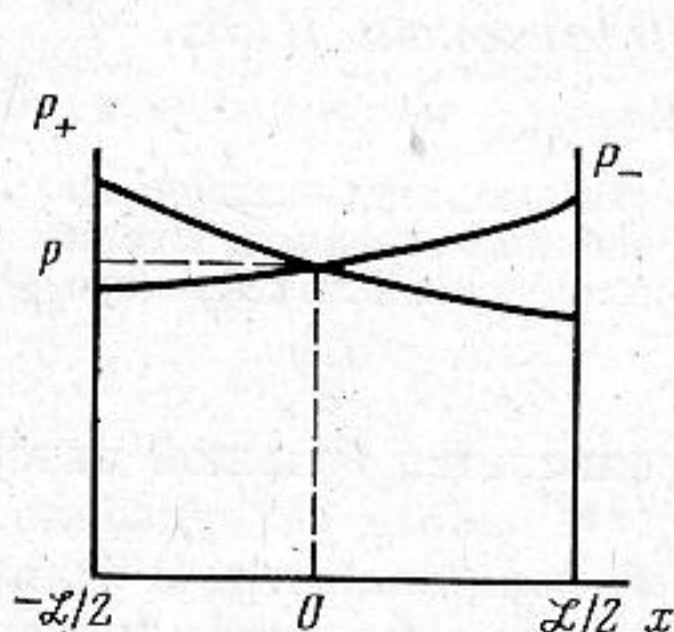
Фиг. 1. Взаимное расположение четырех взаимодействующих волн

$$(4) \quad -2ik \frac{dP_s}{dx} - k_{\perp}^2 P_s = 2\beta P_+ P_- P_{\text{обр}} + 2\gamma \left(\frac{|P_+|^2}{q_1^2} + \frac{|P_-|^2}{q_2^2} \right) P_s + ik\delta P_s,$$

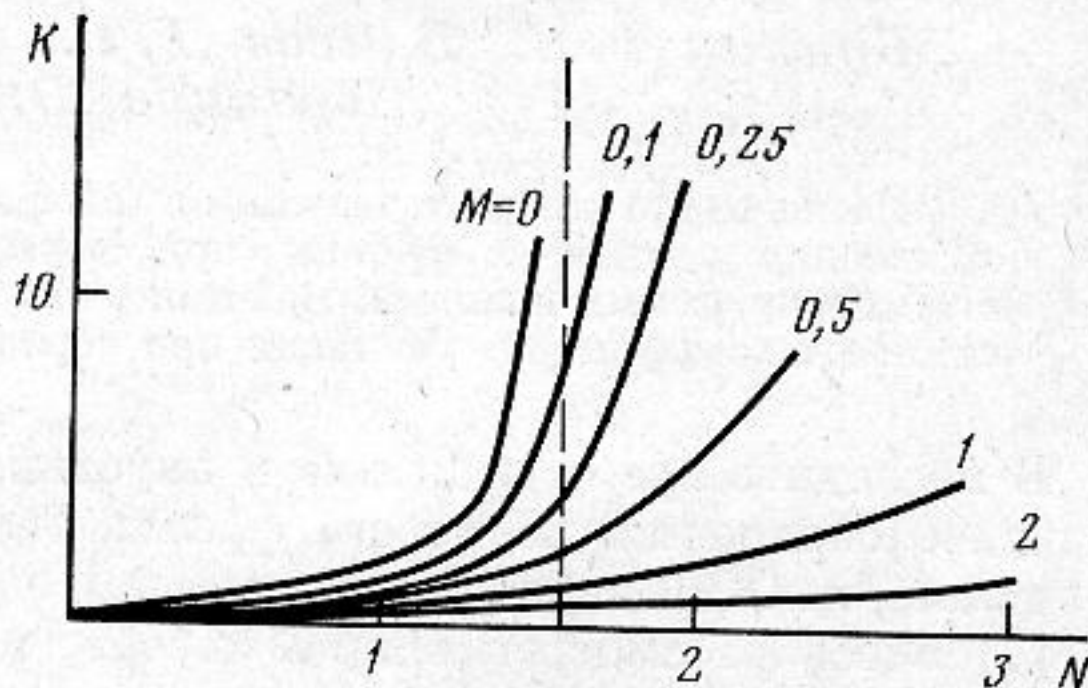
$$2ik \frac{dP_{\text{обр}}}{dx} - k_{\perp}^2 P_{\text{обр}} = 2\beta P_+ P_- P_s + 2\gamma \left(\frac{|P_+|^2}{q_2^2} + \frac{|P_-|^2}{q_1^2} \right) \times$$

$$\times P_{\text{обр}} + ik\delta P_{\text{обр}}.$$

Здесь введены обозначения: $\beta = (dc/dT)_p \delta f (2\rho_0 c^2 \kappa \sin^2 \theta)^{-1}$; $\gamma = \beta k^2 \sin^2 \theta$; $\delta = k^2 (\xi + 4/3\eta) \rho_0^{-1} c^{-1}$ — коэффициент поглощения звука по мощности; $f = 1 - 2\eta \sin^2 \theta (\xi + 4/3\eta)^{-1}$; $k = k_1 = k_2$; k_{\perp} — поперечная компонента волнового вектора сигнала, $q_1 = k_1 + k_2$; $q_2 = k_1 - k_2$. В уравнения (4) введены чле-



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Поглощение волн накачки в слое, где происходит взаимодействие
Фиг. 3. Зависимость коэффициента обращения от интенсивности накачки в средах с различным поглощением

ны $ik\delta P_s$ и $ik\delta P_{\text{обр}}$, характеризующие поглощение звуковых волн. Выражения в круглых скобках описывают изменения скоростей сигнала и обращенной волны из-за разогрева среды волнами накачки. При равных амплитудах накачки, $P_+ = P_- = P$, добавки к скоростям сигнала и обращенной волны одинаковы, и решение укороченных уравнений (с граничными условиями $P_s(0)$ — задано, $P_{\text{обр}}(L) = 0$, где L — длина области взаимодействия без учета поглощения) аналогично оптическому [2]. Коэффициент усиления обращенной волны на длине взаимодействия равен (см. [1]):

$$(5) \quad K = \frac{P_{\text{обр}}^*}{P_s} = \text{tg} \frac{\beta |P|^2 \mathcal{L}}{k}.$$

Представляется целесообразным привести численные оценки длины взаимодействия, обеспечивающей обращение волнового фронта с коэффициентом усиления, равным 1,56: $\mathcal{L} = \sin^2 \theta / \varepsilon I \nu$, где коэффициент ε равен для воды $2 \cdot 10^{-12}$ и $2 \cdot 10^{-10}$ для глицерина, интенсивность I выражена в Вт/см², ν — частота в Гц. Если задать определенный угол между взаимодействующими волнами $\sin \theta \approx 0,1$, $I = 1$ Вт/см² и $\nu = 1$ МГц, то $\mathcal{L} \approx 10^3$ см для воды и 10 см для глицерина. Заметим, что при данной интенсивности это расстояние для воды на порядок превышает расстояние образования разрыва, для глицерина на порядок меньше последнего.

Наиболее благоприятные условия для наблюдения этого эффекта реализуются в жидких смесях вблизи точки расслаивания. Например, в смеси триэтиламин — вода коэффициент $(1/c)(\partial c/\partial T)$ на порядок больше, чем в глицерине.

При неравных амплитудах накачек, $P_+ \neq P_-$, появляется расстройка по скоростям между сигнальной и обращенной волнами, что снижает величину коэффициента обращения:

$$(6) \quad |K|^2 = \frac{a^2}{\text{ctg}^2 \mu \mathcal{L} + b^2},$$

где $a = 2|P_+||P_-|/\sqrt{\Delta}$; $\mu = \beta \sqrt{\Delta}/2k$; $b = (|P_+|^2 - |P_-|^2) \cos \theta / \sqrt{\Delta}$; $\Delta = 4|P_+|^2|P_-|^2 + (|P_+|^2 - |P_-|^2)^2 \cos^2 \theta$. Если $b = 0$ ($P_+ = P_-$), то $K^2 =$

$=\text{tg}^2(\beta|P|^2\mathcal{L}/k)$, как в оптике и в [1]. Если $b \neq 0$, то $K \neq \infty$. Коэффициент обращения достигает максимума при $\mu\mathcal{L} = \pi/2$ $K^2 = \left(\frac{a}{b}\right)^2$. Неравенство

накачек ограничивает коэффициент обращения.

В условиях $\delta \neq 0$ не только поглощается энергия сигнальной и обращенной волн, но еще нарушается равенство амплитуд накачек (фиг. 2), что, как отмечалось выше, приводит к возникновению расстройки между сигналом и обращенной волной. Поэтому следовало бы специально проанализировать этот случай. Система уравнений (4) заменой переменных $P_{\text{обр}}^* = \alpha(x)P_s$ сводится к одному уравнению для коэффициента обращения $K = \alpha e^{i(\varphi_1 + \varphi_2 + \pi/2)}$:

$$(7) \quad \frac{dK}{dz} + N(k^2 + 1) + 2iN \cos \theta \text{sh}(Mz)K - MK = 0,$$

здесь обозначено: $N = \beta P^2 \mathcal{L} e^M/k$; $M = \delta \mathcal{L}$; $z = x/\mathcal{L}$; $P = P_+(0) = P_-(0)$, φ_1 и φ_2 — начальные фазы накачек.

Уравнение (7) интегрировалось численно с граничным условием $K(1/2) = 0$. Результаты численного счета для малых углов θ приведены на фиг. 3. Таким образом, при учете затухания можно получить хорошее усиление обращенной волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Заболотская Е. А., Кравцов Ю. А. Температурный и пузырьковый механизмы четырехфононного обращения волнового фронта звуковых пучков. — Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 9, с. 560–563.
2. Jariv H., Peper D. M. Amplified reflection phase conjugation and oscillation in degenerate four-wave mixing. — Opt. Lett., 1977, v. 1, p. 16–18.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18.VI.1981